The Kobe Marine Observatory
JOURNAL OF OCEANOGRAPHY
2nd Series Vol. 8 No. 5

海 洋 時 報

第2輯 第8巻 第5号
昭和33年1月

目　　次

神 戸 海 洋 気 象 台

沿海気象についての二三の観察

—進徳丸同乗観測より—

山本達夫、西野新造

§1 はしがき

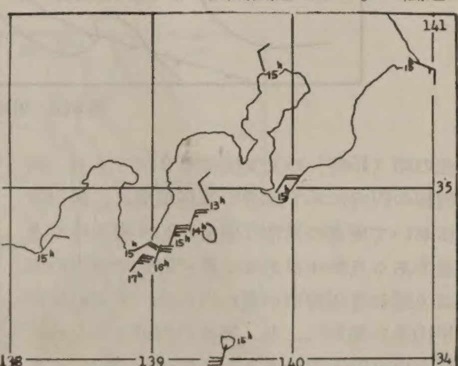
陸上における気象現象には地形の影響とか、癖とかいう言葉によつて説明の補足がされることが少なからずある。この種の不明確な表現によつて云い表はされる現象の究明は容易でないが、第一段階として天気図上の気圧配置と関連して調査しておくと予報上有効であることは申すまでもない。処が海上の気象を対象とする場合は資料の不足が禍してこの種の調査すらあまり多くはない。しかしながら、海岸から数十粁或はそれ以上に及ぶ沿海の海上では陸地の影響を受ける外に海水温度分布の不均一（暖流、寒流もその要因の一つである）等のために気象は必しも簡単でないことがあつて、沿岸の気象状況から丈ではよし天気図を注視してもその近傍の沿海の状況を正確に判定し難いことがあり予想に相違した気象に遭遇することが、当台の春風丸での経験から丈でも屢々あつた。その様な実例は既にいくつか報告(1)されている通りである。吾々が玆に報告しようとするものも又同一主旨のものであつて観測は航海訓練所の練習船進徳丸（船長　折原　洋氏）に同乗するの便宜を得て得られたものである。玆に乗船同行の機を与へられた航海訓練所長及び進徳丸船長に感謝する次第であります。

§2 相模灘の強風について

進徳丸は本年6月5日東京湾を解纜して遠州灘、紀伊水道、内海、山陰沖を航行して伏木に到る航路の途に着いた。（途中、館山、門司に碇泊）

扨て、出港当時の6月5日には東支那海に発達した低気圧があつて東進の態勢にあり、その勢力は侮り難いものがあつたので（9月5日09時の中心示度 988mb）館山港にて避泊し、6日一杯同港で訓練を行なつた。7日朝低気圧は996mbとなりその勢力も劣えたので出港した。7日09時の気象状況は、四国、九州の南岸沿いに梅雨前線が横わり潮岬附近に 996mb の、八丈島の東方近くと更に東方に共に1000mb位の低気圧があつた。

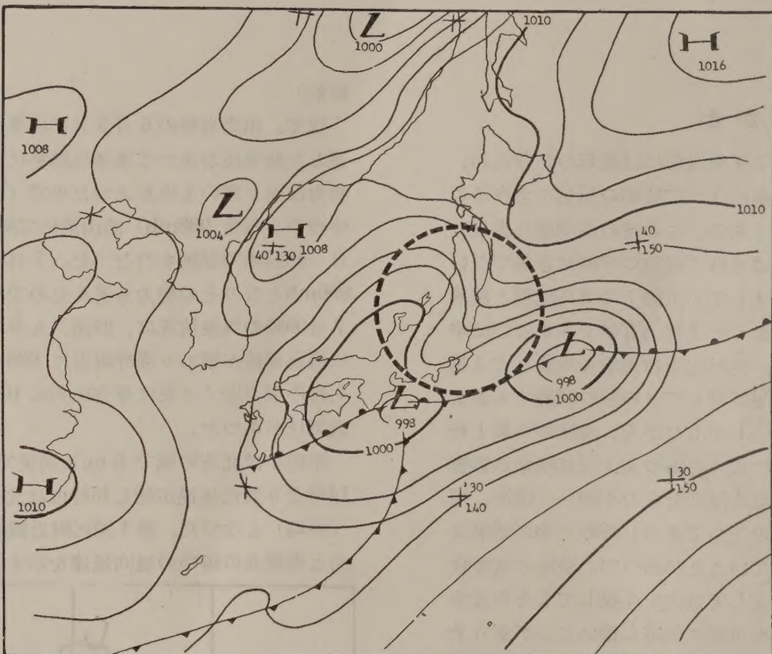
午前中は北寄の風で 5 m/s 前後であつたが、14時より急に風速が増し15時には北々東18m/s（平均）となつた。第1図に附近観測所の風分布と進徳丸の毎時の風向風速を示す。（風速はノット）これを石室崎航路標識事務所の観測と比較すると第1表の如くなり、海上の風速は凡そこの2倍以上で風向は伊豆半島の地形に沿つて変化していることがわかる。



第1図　昭和32年6月7日

第 1 表

時間	12h30m	13h00m	13h30m	14h00m	14h30m	15h00m	15h30m	16h00m	16h35m	17h00m	17h35m	18h00m
進徳丸 風向 風速 m/s		NNW 4		NNE 15		NNE 18		NNE 15		NE 17		ENE 12
石室崎 風向 風速 m/s	ENE 8		ENE 5		ENE 3		ENE 10		E 7		NE 7	



第２図　昭和32年６月７日15時

此の頃（15時）の天気図は第２図である。図中破線の円内に示す部分の等圧線型は、神戸附近において東寄の異常な強風を起す場合の型と共通である点興味がある。神戸附近の東寄の強風は上述の等圧線型が現われた際、東寄の風は六甲山系の地形により、気流が収斂するために神戸市中央附近で強まり、２倍位の強風となる。[2]相模灘における強風も、海岸に迫つた伊豆半島の地形の相似による同様な機構によるものと考えられる。ただ規模は後者の方が大きい。昭和30年３月筆者等は観測船春風丸(150t)で下田港に入港中此の種の風にあい、３昼夜近く 15m/s 内外の風が連吹し、ために出港出来なかつたことがある。吹続時間が割合長いことも特長で、中小型船は航行不能になる。

尚海面状況について簡単に附記すると次の通りである。観測は波高、波長は目視、週期はストツプウオツチを用いた。目視であるための誤差はまぬがれず、波長はともかく、波高の観測は正確を期し難く、大まかな尺度でしか表現出来ない。

出港時は館山沖より風速に比して高い２米位の波があり、14時より風が強くなつたにも関らず、波高は大して変化した様子が無かつた。但し波が高かつたので僅かの変化の目視観測は困難なのであまり立入つたことは控える。（第２

表参照)

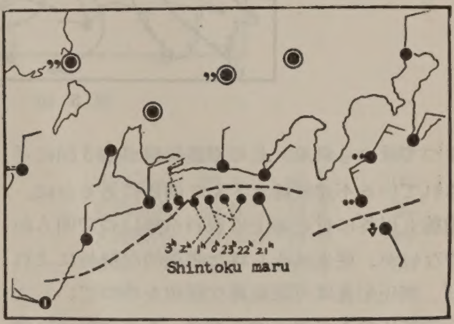
時　間	10	11	12	13	14	15	16	17	18
波 高 m	2	2	2	2	2	2	2	2	1
方 向	NNW	N	N	NNW	N	NNE	NNE	NE	ENE
週 期 秒	5	5	5	5	5	8	8	8	3
波 長 m	10	7	7	8	8	15	15	15	3

註：10時　館山港外　　17時　石室崎南　9 km

今、此の海域において、NNE 風の吹走距離を40哩とし、ヘツチグラフ[3]により最大波高読み取ると 15m/s の風が連吹すると波高は6フイート、18m/s としても、7フイート位と見積ることが出来る。即ち 15m/s 強の NNE の風が長期連吹しても波高は大体2米位のものが考えられるので一応吾々観測した波高は偏北東風の連吹によるものと考えて説明出来る。

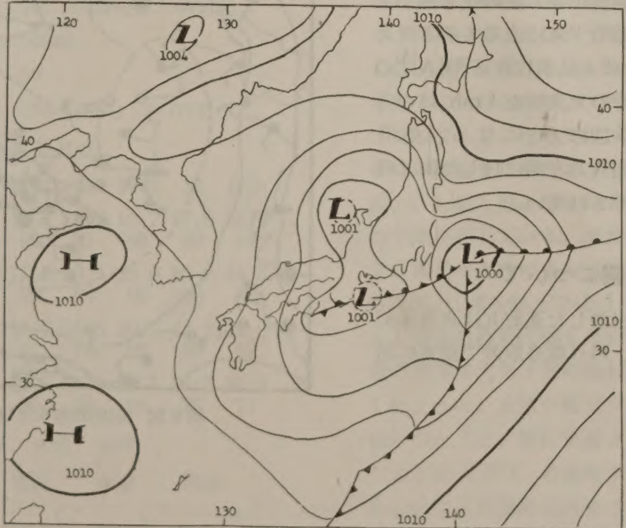
§3　遠州灘の気象について

7日夕刻、伊豆半島を迂廻して遠州灘に入つた進徳丸は、第2図に認められる紀伊半島東の 998mb の低気圧と遭遇することを予期し、航路を沿岸に接近した。しかるに、一向にそれらしい現象が現われず、かえつて天気は好転して視界は開らけ、夜半頃には一部雲が切れ月や星が認められた。風向は南東で殆んど変らず、風力は2～3、波高は1米内外で比較的平穏であつた。猶同日21時の天気図は第3図である。この気圧配置に対して第4図に示す進徳丸の風の



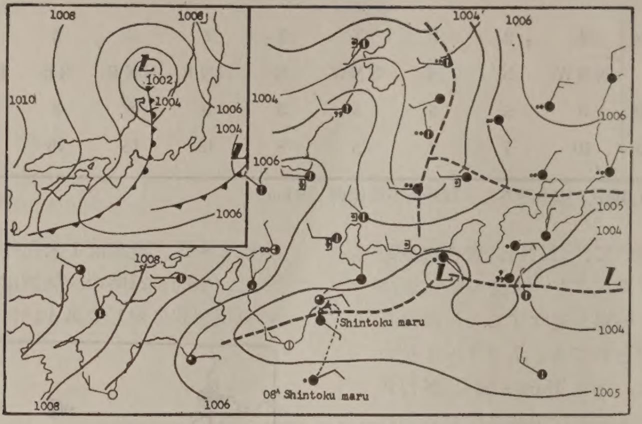
第 4 図

観測は異常である。進徳丸が遠州灘で取つた航路は距岸約15哩であつた。その風と第4図に見られる陸上の浜松、御前崎等の風が逆になつて



第 3 図　　昭和32年6月7日21時

おり、その間に不連続線を考えねばならない。この不連続線は第4図8日の2時と3時との間に起つた風向急変と、第5図に示される8日8時と9時の間の進徳丸による降雨と風向の変化の観測によつて確められる。此の不連続線が第3図に示されている不連続線とどんな関係にあるかは、進徳丸以外に付近海上に資料が無いので明らかでないが、従来試みられた微視的な解析によれば、気圧配置は可成複雑な様相を持つているようで気圧の谷が通過する場合、不連続線が停滞する場合、又は両者の重なる場合の遠州灘附近の気圧配置は可成複雑な様相を持つているようでその原因の一つは此の附近が気圧配置の関係でフロント・ジエニシスの場になり易いことであり、一つは地形の影響による風の吹き廻しとそれに伴う気圧の局地的下降によるものと考える。過去の一例を示せば本誌第12頁第7図A(4)の如くである。8日08時の天気図を1mb毎の等圧線で描画すると第5図のようになる。第5図、本誌第12頁第7図A共左肩に付した同じ時間の綜観天気図と比較され度い。



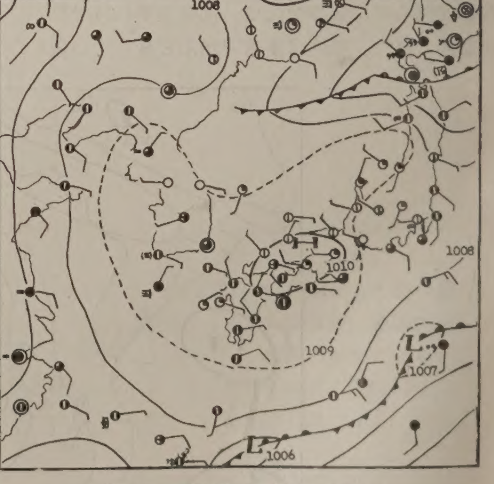
第5図　昭和32年6月8日09時

§4　鳥取縣沖の霧について

6月13日、門司を出港した進徳丸は裏日本沿いに伏木に向う途中、14日朝鳥取沖で濃霧に遭遇した。

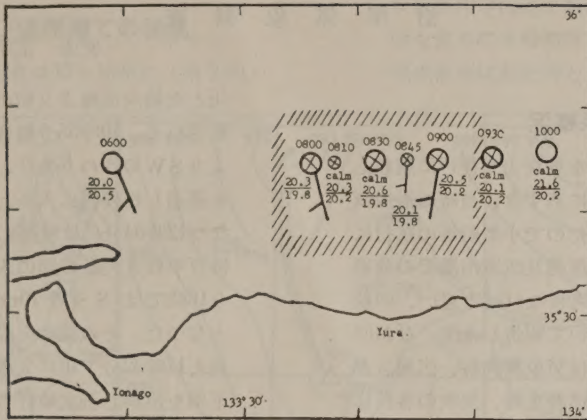
1　状　況

a）気圧配置は第6図に示す通り。本邦は移動性高気圧の圏内にあつて全般的に天気よく、特に中国地方は風弱く好晴である。



第6図　昭和32年6月14日09時

b)　発生地域及び風向風速は第7図に示す。



第7図

時間 濃度 ≡^{2}0730―≡^{1}0930―0940

図中 $\frac{20.3\cdots\cdots 気温}{19.8\cdots\cdots 水温}$ 風速はビ氏階級による。

c) 附近観測所の視程状況

米子：(13日) ―═^{0}―═^{1}1900―═^{2}2330―
(14日) ―═^{1}0415―═^{0}0445―0800

豊岡：(14日) ―═^{0}0330前―═^{1}0450――═^{2}0525―≡^{0}0530-═^{2}0630-═^{1}0720-0740

西郷：(13日) ∞^{0}1810―═^{0}1400―(14日)―∞^{0}0630―(15日)―0810

舞鶴　(14日) ―≡^{0}―═^{2}0610―≡^{0}0640―═^{2}0740―═^{0}0840―

境　(14日) ―═^{0}―

鳥取　(13日) ―═^{0}―(14日)―0330

d) 附近観測所の気温湿度

		米子	豊岡	西郷	舞鶴	境	鳥取
6時	気温°C	17.2	17.3	16.6	18.7	17.6	16.9
	湿度%	95	99	97	98	92	94
7時	気温°C	19.0	17.8	20.0	19.0	20.2	18.5
	湿度%	92	99	91	96	90	86
8時	気温°C	22.0	18.8	24.5	20.2	22.3	21.0
	湿度%	74	97	78	90	80	82
9時	気温°C	24.6	22.5	25.9	22.1	24.3	21.8
	湿度%	67	80	69	81	75	73

e) 進徳丸の気温、水温、湿度

	気温	水温	湿度
	C°	C°	%
6時	20.0	20.5	98
8時	20.3	19.8	99
8時10分	20.3	20.2	100
8時30分	20.6	19.8	99
8時45分	20.3	19.8	99
9時	20.5	20.2	96
10時	21.6	20.9	94

2、考　察

a)、c)、d) により、14日の附近一帯の状況は移動性高気圧圏内に通常見られる好天による夜間の輻射冷却が顕著に起つて気層が安定化していたことが明らかである。従つて c) に見られる豊岡、舞鶴の霧の発生は輻射性のものであり、同様の原因によつてその他の場所においても濃いモヤが発生している。

海上における状態は d)、e) の早朝の気温を比較すると、その気温下降は陸上程でなく、6時の気温を比較すると海上の方が2～3°C高い。しかし海上でも13日18時に位べて1.5°Cの下降を示している。湿度を比較すると、海上での霧発生直前のものは海上のそれと同様で非常に高い。即ち海上では 1.5°Cの気温下降で殆んど飽和の状態に達している。従つて海上での霧の発生は大気下層の輻射冷却及び第7図に示したように、水温が霧発生域のみ僅かであるが低かつたこと、更に気温より水温の方が低かつたことが 1.5°C の温度下降のために寄与したらしいことは認められることで、両者相まつて

(以下12頁下段に)

春風丸の回航時に遭遇した遠州灘での強風について

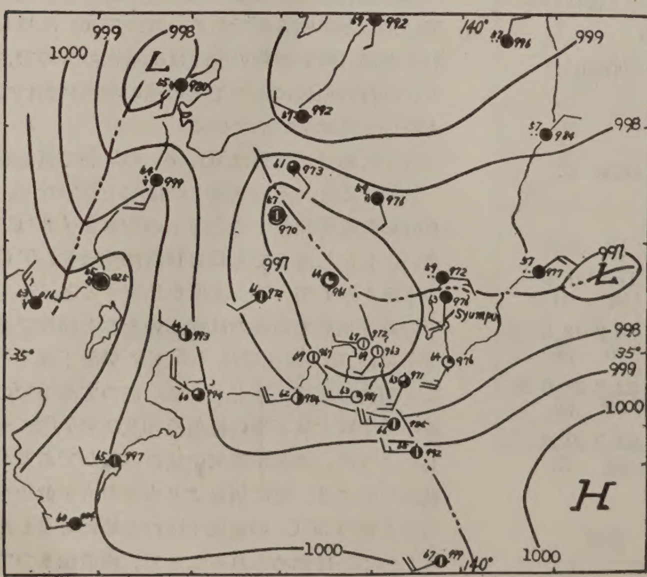
沿岸気象調査

宮本　正明　　西野　新造

§1　航海時の気象概況

気象観測船春風丸を東京より神戸に廻航した際の海上気象観測に基ずき、当時の沿岸気象について若干調べたので小型船等の航行に難所とされている相模湾及び遠州灘での強風について幾分でも参考になればと思い、回航時に経験した点について報告します。なお回航に乗船した観測者は気象課角谷、広瀬、調査課宮本、西野、海洋課上野、矢吹の各技官である。

春風丸は4月13日07時55分東京港竹芝桟橋沖の錨地を離れ回航の途についた。出航時の天候は前日午后より夜半にかけて襲つた南寄の 10～15m/s の強風は去り、早朝は曇天で霧がかかつており視界は極めて悪く風はSWの 2m/s 程度であつた。羽田沖を9時やや前に通過、その頃は下層雲10の曇天であつたが15分後には雲量4になり天気は急に良くなつて来た。これは09時の天気図（第1図）で分るように銚子沖の低気圧と佐渡沖の低気圧とを結ぶ前線より船が遠去かつたためと解釈される。10時55分観音崎沖を通過しこの頃よりSWのうねりあり、11時45分剱崎灯台沖を通過し相模湾に入るとうねりは次第に高くなり12時04分には波高 3m 程度となつた。伊豆半島と大島の間に入つてから風が強くなり15時では SSW 10m/s 以上で風浪階級5となつた。その後陸岸に近くなつたので風は衰え17時32分下田に入港した。翌14日06時に下田を出港し石室崎灯台沖を07時に通過し遠州灘に入つた。出港後 ENE の 3～5m/s の追風を受け進んでいたが、御前崎灯台沖を10時18分に通過し、この頃は風は極めて弱く風向は S～NE であつた。然し波は NW に変つていた。風の変化時を観測することは出来なかつたけれども11時には NW 風に変り 8m/s となり志摩半島的矢湾に入るまで風は次第に強まり、渥美半島沖では NW の10 m/s以上で海上は時化となり18時頃伊良湖水道にかかつた頃風は最も強く約 20m/s に達した。針路が殆んど風向であつたので、船体の動揺大きく海面は波しぶきがものすごく風浪が船橋甲板に打揚り、甲板に出ることが困難な程であつた。又波圧のため船首右舷の白ペンキが剝げたり、打揚げた波が食堂に一部浸水を見るに至り半日にして新造船の感を減じてしまつた。19時17分荒天を乗切つて予定より1時間余り遅れて的矢に入港した。翌10日06時23分的矢を出港したが前日と全く異なり海上は大陸からの高気圧圏内にあつたので穏かで15時17分串本に入港した。翌16日04時54分に串本を出航し潮岬灯台沖を5時23分に通過し海上は前日と同じく高気圧圏内で穏かで15時30分過ぎ無事回航を

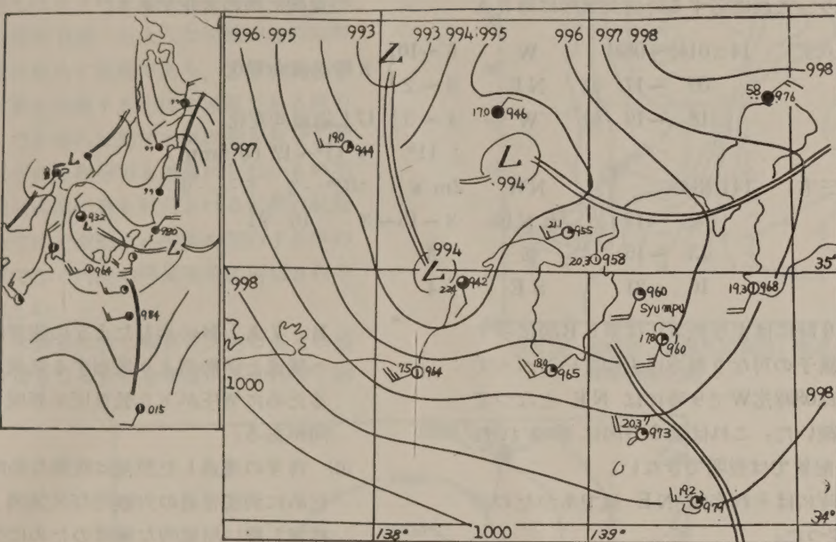


第1図　昭和29年4月13日09時

終え神戸に入港した。

§2　相模湾及び遠州灘での強風

相模湾では春風丸は13日15時に（第2図）には伊豆半島の日蓮崎東約 8 km 位の地点で ＳＳW10.8m/sを観測しているが当時の天気図を見るに9時の気圧配置とは余り変化なく関東南部は低圧場となり大島では09時より15



第2図　4月13日15時

時までは風向の変化はなく ＳＳW で11時より10m/s 以上で13時が最も強く 13.7m/s を観測している。富崎では SW で09時から15時までは14時までが 10m/s 以上で矢張り13時が最も強く 12.2m/s を測つている。然るに伊豆の網代では03時から09時までは S 寄りの強い風であつたが12時では ＮＮＥ に変り15時では ＮＮＥ の 3.6m/s であり、17時50分に最大で ＮＮＥ の9.3m/sであつた。このように風向等の違いから見て伊豆半島東岸ぞいに弱い不連続線のあることが分る。なお春風丸は下田港内に於て18時45分以後は風向は ＮＥ～ＥＮＥ に転じており、21時から22時までは 7.5～9m/s で風は一時強くなつているが、この場合は銚子沖の低気圧より西に伸びる前線が伊豆の南を通り御前崎北側た達しているためである。

遠州灘を航行する船舶は殆んど御前崎の風を考慮して航海するのであるが春風丸が航行した当日は先にも述べたように吾々の予想を裏切つて風向は御前崎では西風の時は船は東風、御前崎が東風になれば船は西風と云つた具合で全く逆であつた。14日09時の局地天気図（第5図ＡＢ）から分るように飯田、甲府附近に低圧部があり、それより南へのびる前線が御前崎の東に通つており、この前線は10時以后は浜松と御前崎の中間に存在することは沿岸測候所の風向の時間的変化図（第3図）及び18図の天気図（第7図ＡＢ）から見ても明らかである。

春風丸は西進するにつれて風力が増大し17時頃より 15m/s 以上の強風になつた。18時頃の天気図で分るように日本海の高気圧が東に移動するにつれ気圧の谷から遠去かり漸次気圧傾度急峻な地域へ入つたのと伊勢湾よりの吹出しの影響により風が強まり 20m/s に達したのであろう。（以上西野記）

§3　強風出現時前後の天気図解析

20m/sの烈風を観測した14日18時とそれに到りし前の天気図を解析することによつて次の諸点が指摘できる。

指摘された事項を列記する前に一応天気図解析上に払つた諸注意点を記載する。

(イ) 14日09時の綜観天気図を中央気象台刊行天気図より抜すい転載すると第5B図の如くなり、これに応ずる局地天気図は第5A図となる。

(ロ) 14日18時の局地天気図とこれに応ずる流線図をそれぞれ第7図A、及びBで示す。

(ハ) 三宅島及び八丈島測候所の観測によると風向に次の変化がある。

八丈	14日01時～08時		W	6～10	8時過風向変化
	09　～17	偏	NE	8～2	
	18　～19	偏	W	4～3	17L過風向変化
				⩇ 11^h	⩇ 11^h～12 (0.5mm)
三宅	14日01時		NW	2m/s	⩇02^h—3、5……9
	02　～12		ENE	3～15～3	16…21
	13　～15		E	3	
	16　～21		SE	4	

14日9時には主な低気圧は第5B図に示すように銚子の可なり東方に去つているが八丈の風向は08時迄Wで9時には NE となつて17時迄続いた。これは第5B図に示された Front 配置では説明できない。

又18時にはそれ迄偏 NE 風であつたのが W に変つた。

三宅島の風向変化は時計廻りで、東進せる銚子沖の低気圧より西に延びたCold front型の通過丈では説明が仕難い。

これ等の外に一連の天気図より次の事項が指摘される。

(1) 関東地方南部に高気圧（弱いものであるが）が14日9時から18時に亘る期間中存在して東海道沿岸近傍の風系と天気に影響した。（第5図～7図）

(2) この高気圧のために地上天気図上には第5A、第7A、B図に示したように Front が関東南方海上と北部にあつて、線上に小低気圧が出現した。

(3) 第4図に示した佐渡辺から南下する Trough は東に徐行しているが漸次ぼやけて第5B図には既に示してないが、日本海沿岸から前橋附近に延びているものと考察さる。（第5図A）

(4) 上記八丈と三宅島の風向変化は5A、6B、7A、Bに示したように熊野灘は山越へ気流と伊勢湾より流出する気流が発散するために気圧が下り低気圧が形成される傾向がある。

(6) 吾々の遭遇した烈風は複雑な沿岸気象のために到底普通の大観的な天気図上からは推定し難い局地的な機構のために生じたもので、よくいわれる伊勢湾口附近の北西の吹出しというものは、かかる機構のものもある事を示す一例と思い参考迄に紹介したい。

(7) 本邦沿岸附近の気圧配置は気象の教科書や小型の天気図に示してあるように比較的小数の高気圧（大区域）丈のものからできているものではなく、これら以外に局地的な（小区域）のものがあり、そのために大観天気図から予察困難な沿岸海上気象の存在することを示した。

(8) 御前崎と浜松間を通過して居た Front は好い天気を伴つていたので、その存在が無視されるかも知れないが、これを無視したのでは合理的な天気図解析は不能となるので注視の要がある。

猶参考迄に線附近の上層気流状態を示すために御前崎測候所の観測を掲げておく。

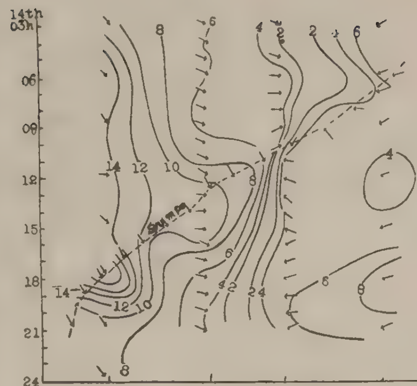
	地上	200m	300m	400m	500m	700m	1km	1.5	2	3	4
14日12時	ESE4	ESE1	SSE1	SW2	W 2	NNW4	NW 2	NNW5	NW 7	NW 7	NW17
18〃	ENE5	E 6	ENE6	NE 5	NNE4	NW 4	N 5	N 1	N 3	NW 9	NW17

（以上　宮木記）

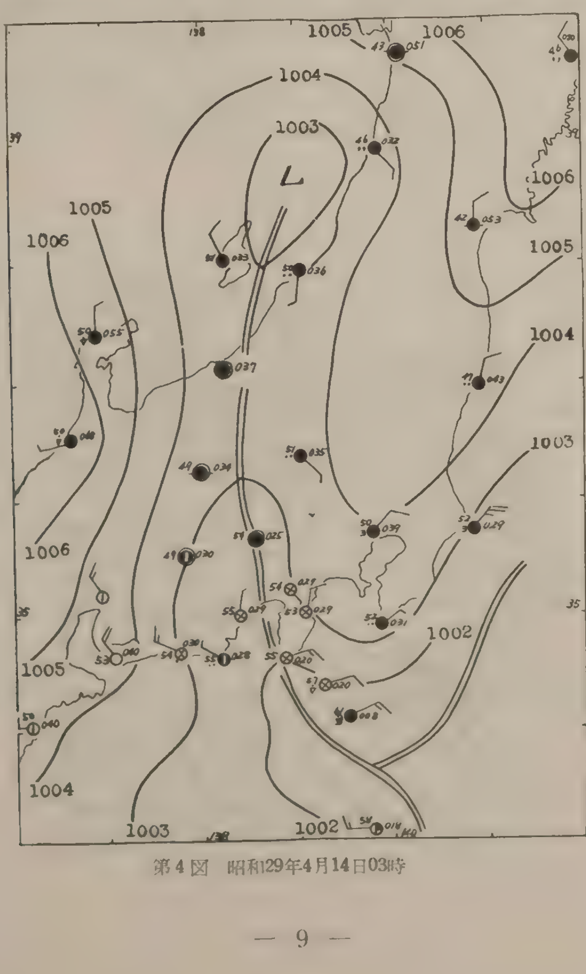
§4 結　び

吾々は今回の相模湾及び遠州灘で経験した沿岸気象について日常作製している広範囲の天気図例えば4月14日15時の天気図（第6図B）から前項で述べたような局地的な沿岸の海上予報は極めて困難であり、又局地的に発生する現象を把握する上にも困難である例を示した。でき得れば局地天気図をも合せて作製し海上予報を幾分でも適確にしたいものである。最后に遠州灘を航行される船舶の航海士においては大型船、小型船を問わず沿岸の気象だけでなく内陸の局地現象に留意される事が望ましい。

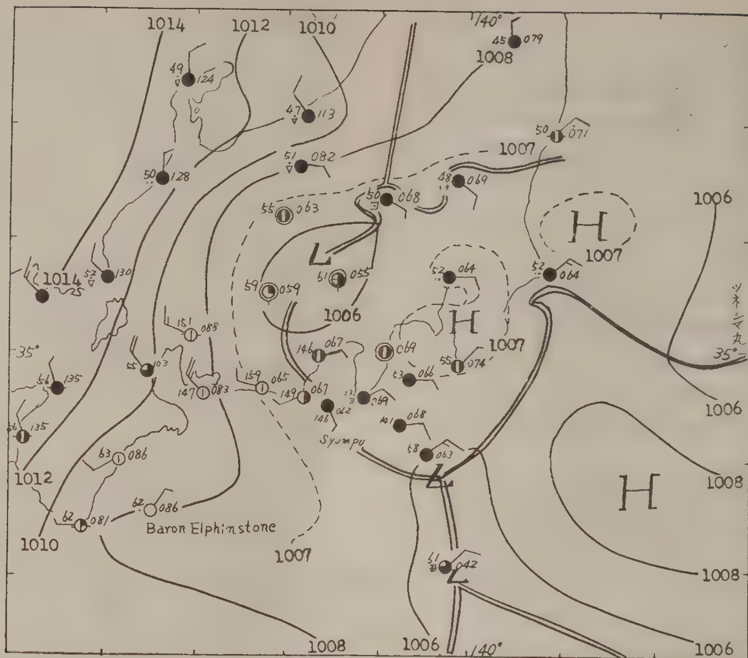
なお、本調査に当り東京管区内の多くの測候所より貴重なる資料を御提供下され厚く御礼申し上げます。



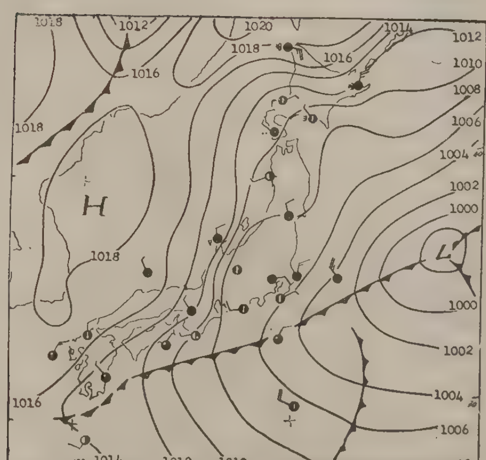
第3図　測候所と春風丸の風向、風速の時間的変化図



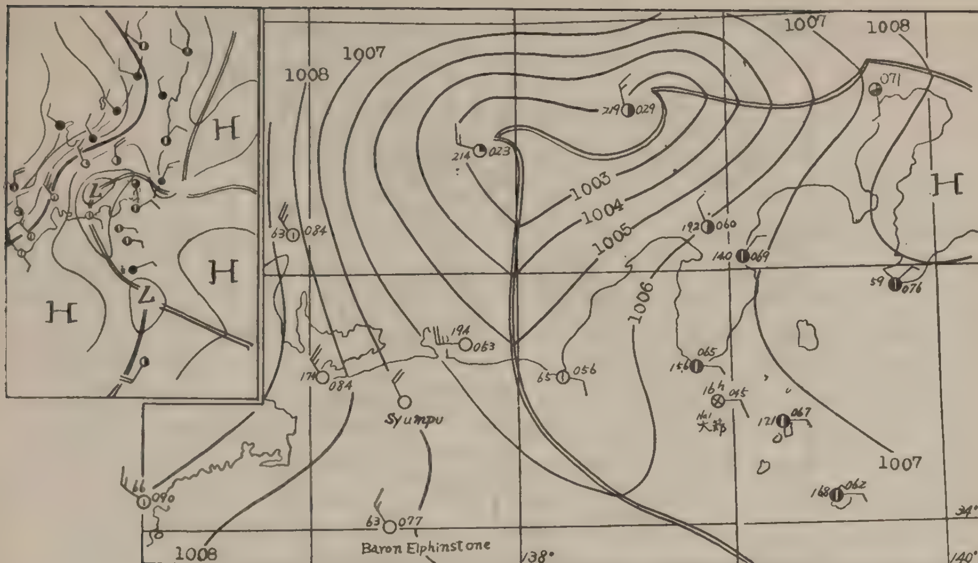
第4図　昭和29年4月14日03時



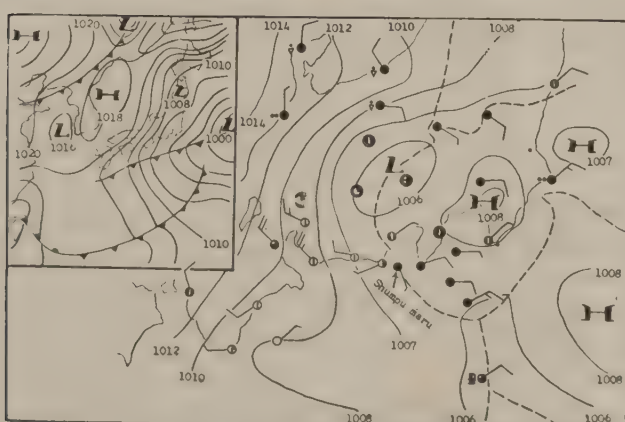
第５図Ａ　昭和29年４月14日09時



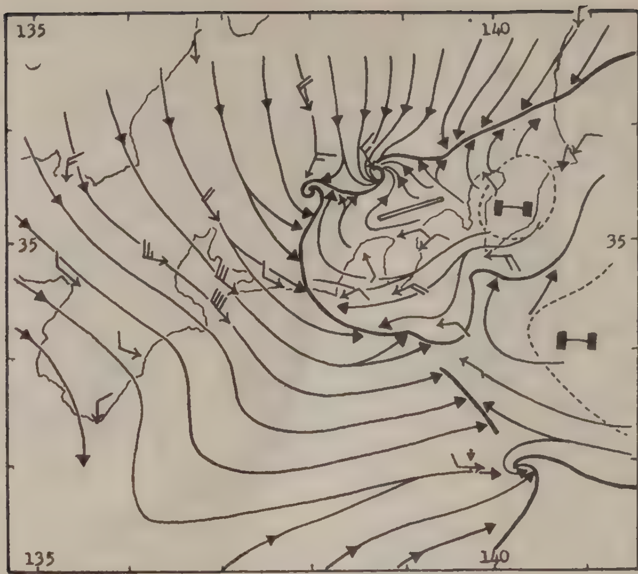
第５図Ｂ　５Ａと同時刻の中央気象台印刷天気図



第 6 図A（大）B（小） 昭和29年 4 月14日15時



第 7 図A　　昭和29年 4 月14日18時



第７図Ｂ　　昭和29年４月14日18時　流線図

（５頁より続く）

条件が揃つたものと考えられるが、此の程度の冷却によつて条件が揃うためには空気があらかじめ湿潤であることが必要で此の場合13日18時に94%を示していたことも大きな原因とみなければならない。

◇　以上簡単ながら報告します。便乗及び観測に当つて便宜と協力を賜わつた指原船長及び教官の方々に厚くお礼申し上げます。（山本記）

文　献

(1) イ　宮本正明、西野新造　　本号７頁
　　ロ　金谷光三、高岸常也　　本号14頁
　　ハ　広瀬油也、西野新造　　本号17頁
(2)　金谷光三　　海と空　28巻４号（昭和25年）
(3)　ピアソン著　　大洋の新しい波の予報法（1955年）
　　久保時夫
　　磯崎一郎　共訳
(4) (イ) に同じ。

昭和29年9月2日春風丸が八丈島より勝浦むけ航行中遭遇した暴風雨について

On the Storm which the M. S. "Shumpu-Maru" met on the Passage from Hachijo to Katsuura on the 2nd day & Septenber in 1954

金谷　光三　　高岸　常也

§1　は　し　が　き

昭和29年9月2日八丈島より勝浦（和歌山県）むけ観測航行中八丈島西方100～150粁附近でかなり強い暴風雨に遭遇した。2日15時の広範囲の天気図では本邦南岸ぞいに東西に前線が走り、全般に曇で一部関東南部伊豆諸島では雨が降つていたが、風の方はたいして強く吹いている所がなかつた。従つて単に低圧部となつているというだけでこのような暴風雨に遭遇するとは全く予期しないところであつた。当日も本船の外に戦標船（880噸型）がかなり難航していることを無線でキャッチしたが、短時間ではあつたが波高も高く平均最大風速 14m/s を示す位で小型船にとればかなり強いものであつた。

§2　航海中の気象状況

2日昼頃八丈島神湊泊地を出港した頃は雨は降つていたが風はたいしたことなく、13、14時の観測では南寄りの 6～7 m/s 程度のものであつたが、13時30分頃より波が少し高くなり船が動揺し始めて来た。15時にはＳ、10m/s、波高1ｍとなり、海上はかなり時化て来て16時にはＳ、12.2m/s、18時にはＳ、13.7m/s、波高2ｍ近くとなり船の動揺がはげしく、しつかりとつかまつておらないと倒れる位となつた。風向は相変らずＳで19時には最大風速 14m/s となり20時頃一時ＳＷに風向は急変したが、又ものとＳとなつた。それまでは雨はかなり強いものであつた。20時30分頃雲に切れ間が出来、星が見られた。22時頃になると風も７m/s（Ｓ）となり、その後雨も上り24時には天気晴となり風向が WNW に変り波も落ちた。第1表にこの間の観測結果を示しておく。

春風丸観測結果　　1954 Sept　第1表

日	時	位置 緯度 N	位置 経度 E	風向	風速 m/s	天気	気圧 mb	気温 °F	露点 °F	雲量	雲形	波方向	波高 m
2	13.00	33—10.0	139—42.0	SE	6.3	●	1009.0	78	73	10	Ns As²	SE	0.3 m
	14.00	33—13.0	139—30.0	SSE	7	●	1008.3	78	75	10	Sc Cu As²	SE—SSE	¾
	15.00	33—09.0	139—41.0	S	10	●	1007.7	80	75	10	Fn Ns As³	S	1 m
	16.00	33—0.90	139—41.0	S	12.2	●	1007.3	—	—	10	Ns As³	S	1½
	18.00	33—13.0	139—04.0	S	13.7	●	1006.5	80	76	10	En Ns	S	1.8
	21.00	33—14.0	138—30.0	S	10.0	◎	1006.8	79	77	10^{-}	Ns	S	1.8
	22.00	33—17.0	138—28.0	S	7.3	●	1006.6	80	76	10^{-}	Ns		
	24.00	33—17.0	138—28.0	WNW	5.0	⦶	1005.7	79	74	4	Sc	×	1
3	03.00	33—22.0	137—53.0	NNW	3.4	○	1004.8	80	74	0	Cu	×	< 1
	06.00	33—25.0	137—20.0	NNE	6.3	⦷	1005.2	80	74	9	Cu Sc Ac Ci	NNE	½
	09.00	33—28.0	137—04.0	NNE	6.3	⊗	1005.9	81	74	10	Cu As	NNE	½
	12.00	33—31.0	136—39.0	NNE	6.5	●	1005.5	79	73	10	Ns Fn As²	NE	½
	15.00	33—33.7	136—15.0	ESE	8.0	●	1005.1	78	74	10	Ns Fn	NE	¾
	18.00	33—34.3	135—58.4	ENE	7.0	●	1005.5	74	70	10	Ns Fn	NE	¾

§3　暴風雨遭遇前後の天気図解析

2日の本邦南岸の気圧配置をたどつてみるに、9時には銚子附近から西南西に前線が走り関東南部四国附近までは俄雨の所が多い、21時にはこの前線が北上し東は関東中部、西は紀伊半島、四国南岸沿いに東西に走つている。第1、2図(広域天気図)広域の天気図から見れば気圧配置に大きな変化はなく低圧部となつているに過ぎない。このような広域天気図だけからはどうしてもこの現象は説明出来ないので、遭遇前後の9時、15時、18時、21時の3時間おきの天気図を作り1mbおきの等圧線、ある所ではもつと細かく0.5mbおきに等圧線を画いて解析を行つた、それらの天気図を第3、4、5、6図に示す。この結果次のような特性を指摘することが出来る。

(1) 広域天気図（2mb おきに等圧線が引かれている）からは単に低圧部と考えられていたものが詳細に解析してみると小低気圧群にわかれた細胞状といつてよいかもしれない一構造を示している。この小さい低気圧が全くばかにならない影響を及ぼすものであることが今回の経験でわかつた。

(2) 細かく等圧線を引くことによつて本邦南方海上航行中の船舶の風向、天気等が割合合理的に説明出来る。

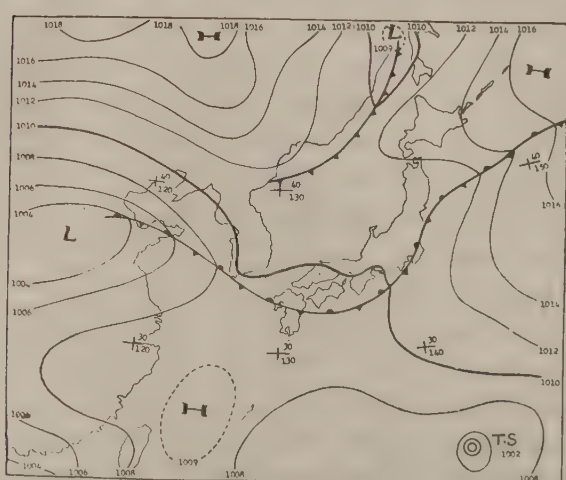
(3) 遭遇した暴風雨は遠州灘に出来た小低気圧（第4図参照）によるものであり、しかもそれの南側を横切つたと解釈すれば第1表に示す気象要素の変化はよく説明出来る。

(4) 前線を単に異種の気塊の接触面と考えるよりもむしろ一つの Vortex-sheet（渦動列）と考えた方が良いのではなかろうか。ここでいつている Vortex-sheet というのは、小規模の局所的なものを含めて考えている。

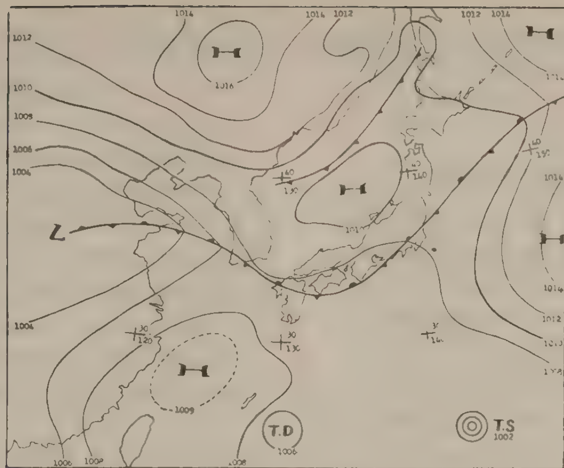
(5) 広域天気図から低圧部となつていて気圧傾度が余りないからたいして風は吹かないだろうと予想することは危険である。

§4　む　す　び

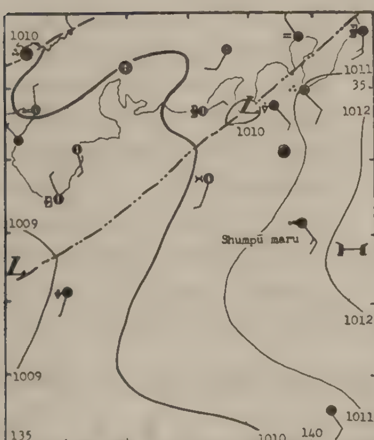
ただ一回だけの経験からではあるが海上予報に且又局地的な気象現象把握には広域の天気図だけからでは甚だ不足であり、又極めて困難なことを痛感した。できれば局地天気図の作製が望まれる。　　　　　　（金谷　記）



第1図　同2日9時



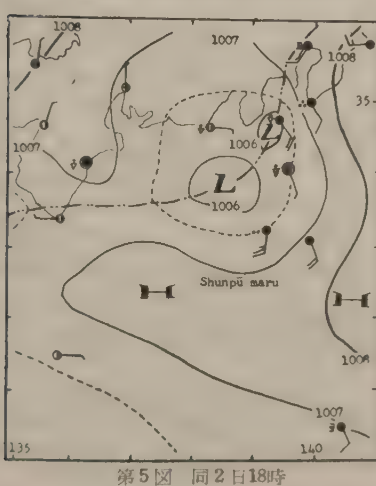
第2図　同2日21時



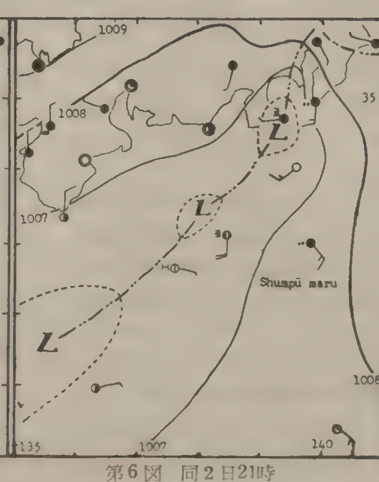
第3図　昭和29年9月2日09時



第4図　同2日15時



第5図　同2日18時



第6図　同2日21時

春風丸の海上気象観測（1954年10月19日—11月7日）

広瀬　迪也　　西野　新造

§　本邦南岸に接岸する前線について

神戸海洋気象台観測船〃春風丸〃が10月下旬より11月上旬にかけて本邦南方海域の海洋及び気象観測の為に出航したとき、紀州南岸において低気圧にそうぐうし洋上において前線観測が出来たのでその模様を報告する。

10月19日8時30分、神戸を出帆し、正午友ケ島附近を通過、この頃迄は風弱く天気は快晴であつたが紀伊水道に入ると北寄りの風が10m/s近くなり、南方に上層雲が急速に拡がり始め18時頃はうすぐもりとなつた。潮岬沖を南下し始めた21時頃より21日01時頃迄一時的に天気は快晴となつたが3時頃より再び天気は悪化し5時頃より雨が降り始めた。

風も次第に強まり東北東の風が 15m/s に達し海上も時化て来た。観測船はさらに南進し北緯32度15分附近で降雨はやみ（11時頃）空の状態は急に明るくなり、片乱雲は減少し15時頃には高積雲が観測された。風向きも12時30分頃、東南東～南東に変り Warm front の通過を現わしたが、14時頃から風向は東南東に変り風速もさらに強まり平均風速は 17m/s となつた。17時頃から下層雲は増加して天気は急変し、再び雨が降り始めた。

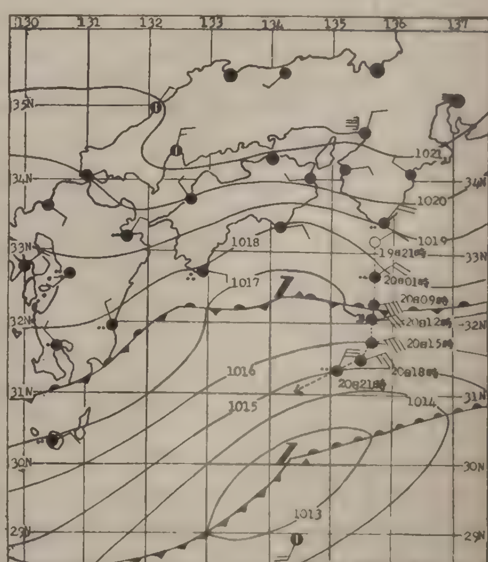
以上の気象状況から見て一般的な天気図解析からは2回の降雨、即ち20日の5時から20日の11時迄の降雨と20日の17時から21日の01時迄の降雨の説明が困難になつて来る。今回は資料が十分ではないのではつきりしたことは云えないが次の様なことが考えられる。

第1図に見られるように低気圧が本邦の南を可成り近接して東進する場合、二次的な front がさらに接岸して形成されるのではないか、このような Type については今迄に海洋時報で度々説明されている。

§　四国南岸の北東風について

春風丸は25日12時に高知出港し、足摺岬附近より南下した。25日06時の天気図によると四国沖では気圧傾度が稍々大であつたが附近（陸上）の観測資料では各地共北東の風で 5m/s 内外となつていたので海上では幾分風速が強まつても観測には支障ないものと判断して出航した。足摺岬附近迄は海上は比較的穏かであつたが足摺岬より南下し始めると急に風速が増大し24時には 20m/s を超える暴風を観測したので始めに予定したコースを変更して油津港に避難した。

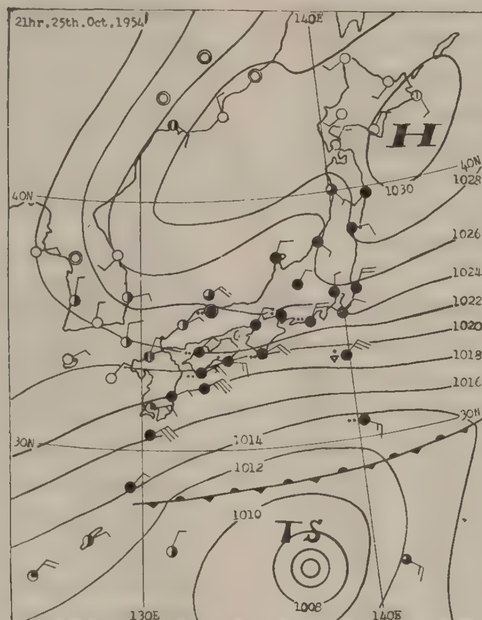
中央気象台の 25日21時の印刷天気図（第2図）を見ると、1,004mb の弱い熱帯低気圧が小笠原の西方にあつて北東に進み、高気圧は北海道の東部にあつて南西に拡がつており、宮崎、足摺岬、室戸岬の天気は北東の風 8m/s 位で雨となつている。観測船は19時頃足摺岬附近より南下し21時には足摺岬の南80粁の点で20.1m/sの風速を観測した。この暴風は四国沖で気圧傾度が大であつたために吹いたものと考えられるが。問題は沿岸の測候所の風速が附近の海上の風速を代表していないということである。一般には海上の風速は陸上（沿岸）の風速の大



第1図　10月20日09時

体1.5倍位であるといわれているが､今度の例をみるとこの海域では北東の風については平均陸上の2.5倍の風速であつたことになる。この倍率は風向によつて、即ち南又は西の風等によつてそれぞれ違うと思われるが、今回の観測結果から北東の風の場合は岬のように風が強くて洋上の風に近いものの如く思われたのに比しても猶かつ海上の風は強いことが注目された。

（広瀬　記）



第2図　10月25日21時

（41頁の続き）

34、昭和31年8月下旬の切離高低気圧に伴う低温多雨について

豊　岡　　橋本　清美　（12分）

切離高気圧に伴う寒気の移流と南方からの暖気の合流が前線を形成せしめたものと考えられ梅雨の発生機構と本質的には同一と思はれる。

35、東経 60° の地上イソプレツトの利用方

神　戸　　川鍋　安次　（12分）

週間予報に 60°E の地上イソプレットが利用されているが、その結果を過去1年間の資料を用いて調査した処約70%は気圧の谷が伝達しており、その速度は6～7日である。なおこれは台風及び梅雨明けにも利用出来そうである。

36、昭和32年3月上旬頃異常に発達した上層 trough の解析について　神　戸　　太田　盛三　（15分）

昭和32年3月上旬頃異常に発達した500mb trough の予想は非発散の仮定による数値予報では殆ど不成功であつた。そこでその誤差を数値予報的に解析し、その結果から trough 付近に於ける水平発散分布の推定を試みた。

37、3月7日頃の台湾低気圧の発生発達の解析と予報

大　阪　　藤範　晃雄　（15分）

3月7日頃台湾付近に発生した低気圧は急速に発達し9日には三陸沖に達している。この低気圧の予報に関しては Estoque の方法で成功しなかつたが、その原因は model の不備に帰せられる。そこで 1,000mb から 500mb に到る気層を更に3層に組分し各層の thickness を予報しそれを合計した。その結果 Estoque の方法よりも稍々良好な成績が得られたが未だ不十分な所もある。

海の表面波（その一）

菱　田　耕　造

序　文

海の表面波について、昔の基礎的な研究からごく新しい問題に至るまでの概観を昨年ドイツのハンブルグ海洋気象台の Hans Ulrich Roll 博士が Handbuch der Physik 第48巻に数十頁にわたり要領よくまとめ上げた。これの抄訳を骨子として、或いはそれにほとんど頼ついてるのであるが、表面波の問題を紹介するのが、本文の目的である。

海の表面波の研究はその対称が時代とともに変化している。周期的な水の表面波を数学的に取扱うことはすでに前世紀に大部分その基礎が出来上つていた。ところが最近10年間には（実用的な要請に応じて）複雑な姿がいろいろと現われている実際の海面状態を測定したり、またさらにその結果を根本的な法則にまとめ上げ公式化により海面状態の予報の合理的な基礎を作り出そうとする努力が払われて来た。

この発展はなお続いているから、完成された姿を紹介することは出来ない。ここではじめに述べることは基礎的な事柄や、比較的確実と見られるものすなわち海波の形と運動に関する一般的な研究や、不規則な海面状態の構造を出来るだけ厳密につかんで数学的に表現しようとする努力についてである。ついで波の発生、発達、減衰の過程についてのべるが、これは大変複雑で、大部分は未だ明かなものでないから、これらについては比較的簡単に取扱うつもりである。なお本文について色々と助言を賜つた海上気象課長宮本正明氏に謝意を表する。

第一章　形と運動

1.　海波の分類

海の表面波というのは広い意味では——内部波に対して——海の表面でその運動が目視出来るようなすべての海波をさしている。

然し一般には表面波というのは狭い意味で用いられ、此の場合は——大体において——その運動が海面に限られている様な波だけを意味している。これを用いて表面波は更に細分され、その基準としては運動の仕方と範囲が適当である。

狭義の表面波では水分子の運動の振幅は垂直のものと水平のものとは大した違いはなく、振幅と波長は水深に対し小さい。従つて浅海でも波長がごく短かければ表面波が起るけれども、これは一般に深海波といはれている。

狭義の表面波に相対するものとしては、表面で見られる運動が底にまで達するような波である。この波では運動の水平成分が垂直成分を凌駕し、波長は水深の２倍より大きい。かかる波形には浅海波と名付ける事が多いが、勿論深海波という名称と同様完全に表現されているものとはいわれない。水深の絶対値でなくそれと水深の比を問題とするからである。水深にくらべ遙かに大きい波長のものは最大が潮汐波で、水平運動の成分が卓越している。波の進行方向に水深が次第に減つて０になるようなとき起る波は砕け波といわれる。

水中の波の運動はこれに作用する力で分類すると、表面張力（1.72cm 以下の波長）を主とする毛管波と重力が主なる力となる一層長い波長の重力波とになる。

海の表面波はさらにその発生の仕方で分けられる。風による波浪[註]は風の作用により起り、その週期は０と30秒の間にある。特に波を起した風の力が存続している場合には風浪といい、発生域からかなり遠く進行したり、風力が衰えたりして、風の作用がもはや及ばなくなつた場合にうねりという。

風により間接的に所謂海鳴[1]が起る。これは海岸に起る水柱の振動であつてその振幅は小さく、周期は２、３分位である。これが起きるの

註　我国では一般に風の作用に起る波は風浪（Windsee）とうねり（Dunnung）の２つにわけており、これを合した名称は単に波浪といはれているが、Roll はこれを Windwellen といつている。

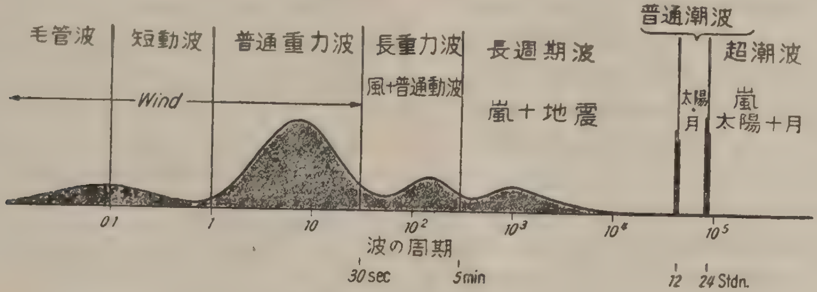
は、砕け波の高さすなわち海岸に運ばれてくる水量が、波浪構造の特性で定まるような規則正しい振動の原因となるからである。

海底が（地震に伴つて）突然に変化すると非常に長い波が起り、その周期は約 15分位である。太平洋では津浪として知られている。

船が進行するとき楔状の横波が起るが、船波といわれる。

海では大して起らないが実験室の研究用水槽では水面に点状又は線状の波が起る。前者は円形の波面をもつ環波で、後者は直線の波面をもつ水道波である。

最後に波を周期により順序づけて行くと Munk[2]が試みたように海波のスペクトルが得られる。（第1図）この図の曲線は相対的な振幅を示しており、エネルギーが集中しているものは普通の重力波と普通の潮汐波とになる。



第1図　波の周期による海波の分類（Munk による）

いろいろと波の種類をのべたが、これを全部とりあげるわけでなく参考に掲げたにすぎない。ここでは広い意味での海の表面波で風がもとになるものについて（風による浅海波、砕け波を含めて）のべることにしたい。

波の大きさ運動を示す要素は一般に普通の波で用いられるところの

振幅 a、波長 L、周期 T、速度 C　　(1.1)

であつて、さらに海波では

波高 H　　(1.2)

が用いられる。これは波の山と波の谷の間の高さの違いである。波の峻度は波高と波長の比すなわち H/L で定義される。周期的現象にのみ応用出来る概念を有効に用いて海面の根本的な不規則性を表わすことは後に譲りたい。

A）″古典的″な波の理論の成果

2. 無渦の波の運動の非線型方程式

無渦、無摩擦、非圧縮性の仮定のもとに平面的な流体表面での重力波は次の諸式でかける。[3,4]

ポテンシヤル式

$$\varphi_{xx}+\varphi_{yy}+\varphi_{zz}=0 \qquad (2.1)$$

Bernoulli-式

$$\frac{p}{\rho}=\varphi_t-gz-\frac{1}{2}(\varphi_x^2+\varphi_y^2+\varphi_z^2) \qquad (2.2)$$

海底での運動学的な境界条件

$$z=-h\ (x.y)\ \text{で}\quad \varphi_n=0 \qquad (2.3)$$

海面での圧力の連続性についての境界条件

$$z=\eta\ \text{で}\quad \eta=\frac{\varphi_t}{g}-\frac{1}{2g}(\varphi_x^2+\varphi_y^2+\varphi_z^2) \qquad (2.4)$$

海面での運動学的な境界条件

$$z=\eta\ \text{で}\quad \eta_t=-\varphi_z \qquad (2.5)$$

式中：x, y, z は直交空間座標、$z=0$ は波で乱されていない海面で z を上方に正とする、t は時間、φ は重力ポテンシヤル、p は圧力、ρ は密度、g は重力加速度、$z=\eta\ (x, y, t)$ は海面の式、$z=-h\ (x, y)$ は海底の式、x, y, z, t の添字は x, y, z, t による偏微分である。

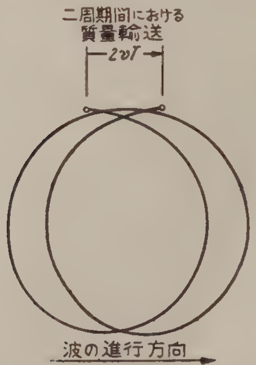
(2.4)　(2.2) に非線型の項があるからこれらの式を完全に陽函数として解くことは未だになされていないで近似解があるに過ぎない。最も有名なのは Stokes[5] によるもので無限大の海深のときに波の断面の式を級数の形で表したも

のである。その収斂性を Levi-Civita[6] が証明した。この級数の始めの三項は Trochoid の式とよく合い、同程度の近似で波速は次の形となる。

$$C=\sqrt{\frac{gL}{2\pi}\left(1+\pi^2\frac{H^2}{L^2}\right)} \tag{2.6}$$

このような表面波の伝播では、波速が波長の函数だから分散が起る。さらに Stokes は最も急峻な波の極限の形では風下と風上側との間の角が 120° をなす鋭い山で表される事を示した。この最急峻の波の高さは Michell[7] によると 0.142 L すなわち波長の約 1/7 になる。又この場合には山にある水分子は波と同じ速度で運動する。

Stokes による表面波は水分子の軌道は閉ぢないという著しい特性をもつている。波が進むと水分子は環状の軌道をとるが（第2図）、波の



第2図　深海での有限振幅の波の軌道
(Stokesによる)

山での波と同じ方向の運動は波の谷での反対方向のそれよりも速い。このため水分子は波の進む方向に運動する。かような波の運動では流れが結付き、その速度は z の深さでは近似的に

$$V=\frac{\pi^2 H^2}{L^2}Ce^{\frac{4\pi z}{L}}$$

となり、深さとともに急減する（深さ z は負の方向にとつてある）。実験室的研究によると Stokes の理論の結果は大体において水深が 0.2 L 以上で成立つ[8]。風による波では軌道が表面すぐ近くで風方向にかなり移動し変形する[9]。

有限振幅の表面波のこの理論は海面状態の二三の特徴―特に比較的急峻な波の特性―をよく表わしているが次の点で問題がある：

出発した式が非線型だから、解を線型に重畳して新しい解を見出すことが出来ない。従つて結果としては、不規則な海面状態の構造に合う事が出来ないところの純周期的な波が常にとられている。実際ともつとよく近似するためには最初に出発した式を線型化するより他はない。

3. 無渦の波の運動の線型方程式

速度ポテンシャル φ をごく小さいと仮定すると φ の二乗及びその偏微分は無視できるから (2.1) から (2.5) までの式は

ポテンシャル式

$$\varphi_{xx}+\varphi_{yy}+\varphi_{zz}=0 \tag{3.1}$$

Bernoulli-式

$$\frac{p}{\rho}=\varphi_t-gz \tag{3.2}$$

境界条件

$$\begin{cases} z=-h\ (x,y)\ \text{で}\quad \varphi_n=0 & (3.3)\\ z=0\ \text{で}\qquad \eta=\varphi_t/g & (3.4)\\ z=0\ \text{で}\qquad \eta_t=-\varphi_z & (3.5)\end{cases}$$

ここで今まで $z=\eta$ とおいたかわり $z=0$ として境界条件を作つても精度は十分である。この式は線型だから解の重畳は出来る。然し厳密には無限小の振幅をもつ表面波についてしか成立しない。解を二つの型すなわち周期的及非周期的な時間函数に区分できる。

α) 周期的解法　　ポテンシャル函数 φ が周期Tをもつとすると

$$\varphi\ (x,y,z,t)=\varphi\ (x,y,z,t+T) \tag{3.6}$$

函数 φ と η を時間について単調和的とすると

$$\varphi\ (x,y,z,t)=\varphi^*\ (x,y,z)\ e^{-\frac{2\pi it}{T}} \tag{3.7}$$ 註

註　単調和振動の表現に複素函数を用いると計算が簡単になる他に振動の合成が複素平面上のベクトル合成として直観的に表わされるので便利が得られることが多い。

一般に　　$ae^{i\theta}=a\ (\cos\theta+i\sin\theta)$

ここで　　$\theta=\omega t+\delta$　とおくと

$ae^{i(\omega t+\delta)}=a\ [\cos\ (\omega t+\delta)\ +i\ \sin\ (\omega t+\delta)\ ]$　　となる。

これの実数部分はaの値をもつベクトルが複素平面上において等速円運動を行う場合の実軸成分の変化を表わし、虚数部分は虚軸の成分の変化を表わす、すなわち単調和振動は函数 $ae^{i(\omega t+\delta)}$ の実数または虚数部分で表わされる。

$$\eta(x,y,t) = \eta^*(x,y)\ e^{-\frac{2\pi it}{T}} \qquad (3.8)$$

で時間との関係が分離できる。これにより(3.1)(3.3)(3.4)(3.5)は

$$\varphi^*_{xx}+\varphi^*_{yy}+\varphi_{zz}^*=0 \qquad (3.9)$$

$$z=-h\ (x,y)\ \text{で} \qquad \varphi_n^*=0 \qquad (3.10)$$

$$z=0\ \text{で} \qquad \eta^* = -\frac{2\pi i}{gT}\varphi^* \qquad (3.11)$$

$$z=0\ \text{で} \qquad \eta^*=\frac{T}{2\pi i}\varphi_z^* \qquad (3.12)$$

これらの式の正確な解は水深が一定又は直線的に変化する場合に存在するだけで、任意の函数 $z=-h\ (x,y)$ では出来ない。

最も簡単で主として利用される解は一定の水深のときに限られ、振幅 a と無限に長い直線状の波の山をもち Θ 方向に進行する単調和波の無限に長い列となる解は次の形で得られる。

$$\varphi^* = ag\frac{Ti}{2\pi}e^{i\left[\frac{2\pi}{L}(x\cos\Theta+y\sin\Theta)+\delta\right]}\frac{\mathrm{Cos}\frac{2\pi}{L}(z+h)}{\mathrm{Cos}\frac{2\pi}{L}h} \qquad (3.13)$$

$$\eta=a\ \cos\left[\frac{2\pi}{L}(x\cos\Theta+y\sin\Theta)-\frac{2\pi t}{T}+\delta\right] \qquad (3.14)^{\text{註}}$$

ここで δ は任意の位相常数である。(3.13)(3.12)と(3.11)から、波速として

$$C=\frac{L}{T}=\sqrt{\frac{gL}{2\pi}\mathrm{Tan}\frac{2\pi h}{L}} \qquad (3.15)^{\text{註}}$$

が得られる。波長が2倍の水深より大きいときは(この事は大洋では実際に何時でも起つている)非常によい近似度で

$$\mathrm{Tan}\frac{2\pi h}{L}\cong 1$$

が成立ち、深海波の波速として次式が得られる、

$$C=\frac{L}{T}=\sqrt{\frac{gL}{2\pi}}=\frac{g}{2\pi}T \qquad (3.16)$$

C を m/s、L を m、T を sec で表わすと

$$C=1.25\sqrt{L}=1.57T$$

逆に L が水深 h より大きいと近似的に

$$\mathrm{Tan}\frac{2\pi h}{L}\cong\frac{2\pi h}{L}$$

従つて潮汐波の速度として

$$C=\sqrt{gh} \qquad (3.17)$$

を得るから、潮汐波の速度は水深にのみ関係し、分散は起らない。

波(3.14)の進行の際、水分子は波の周期 T と同じ周期の楕円振動をする。波の進行方向を x 方向にとると、$\Theta=0$ だから楕円軌道の水平及垂直半軸は

$$a\frac{\mathrm{Cos}\frac{2\pi}{L}(z+h)}{\mathrm{Sin}\frac{2\pi}{L}h} \qquad (3.18)$$

$$a\frac{\mathrm{Sin}\frac{2\pi}{L}(z+h)}{\mathrm{Sin}\frac{2\pi}{L}h} \qquad (3.19)$$

で与えられる。楕円運動は波の進行とは水分子が山にあるとき同方向、谷にあるときは逆方向である。楕円軌道の両軸は海底に近づくと減少し海底 $z=-h$ すぐそばでは垂直軸は0になり、水平軸は有限の値をとる。軌道は一つの直線になる(Fig.3)。この結果は線型理論によつては得られない質量輸送をも含めて、実験的研究で大体証明出来る。(Wiegel and Johnson[2])

註　一般に単調和波を取扱う場合いろいろな形で用いられる。先づ

$$y=a\ \cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{L}+\delta\right)$$

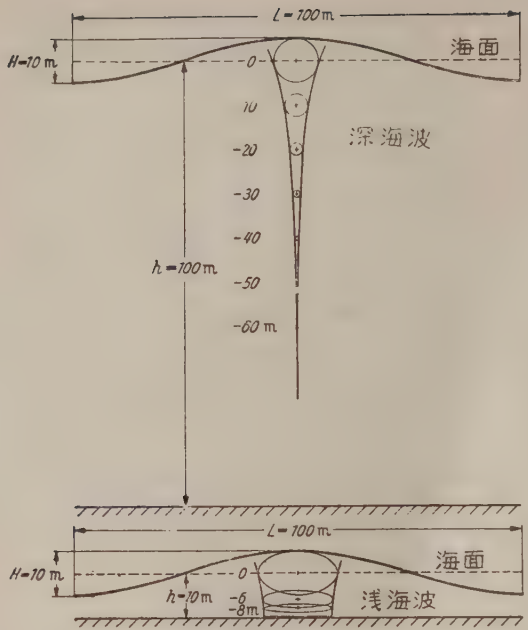
(ここで δ は位相常数)とかける、周期の逆数 $1/T$ を ν (振動数)とし、波長の逆数 $\frac{1}{L}$ を τ (波数)とすると、位相常数を省けば $y=a\ \cos 2\pi(\nu t-\tau x)$ となる。波数は 1cm の中に含まれる波の数を表わしている。又(3.22)で出てくる円振動数 ω 及び波の進行速度 v を用いると $y=a\ \cos\omega\left(t-\frac{x}{v}\right)$ となる。故に波の進行速度は $v=\nu L=\frac{\omega L}{2\pi}$ となる(厳密には位相速度と呼ばれるものである)。また $y=a\ \cos k(x-vt)$ とかくこともある。

波面の進む方向が x 軸と一致しない場合には、波の法線を方向余弦 α、β、γ の方向とすると、平面波の方程式は

$$y=a\ \cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{\alpha x+\beta y+\gamma z}{L}\right)$$

となる。

なほ Tan, Sin, Cos は hyperbolic tan, sin, cos であるから念のため。



第3図　深海及び浅海での無限振幅の波の軌道

深海波の場合($L<2h$)には $\exp\left[-\frac{2\pi}{L}(z+h)\right]$ と $\exp\left\{-\frac{2\pi}{L}h\right\}$ は小さいから、(3.18)(3.19)から出る楕円軌道の半径は等しくなる。水分子は半径

$$a\,e^{\frac{2\pi z}{L}} \tag{3.20}$$

なる円上を動き、深さがますと急減する(Fig.3)。

無限に長い直線状の山をもつ進行表面波のエネルギーはいつも位置と運動のエネルギーからなり、一波長を単位とするとこの両者は等しく、その総和は

$$E=\frac{g\rho}{2}\ a^2 \tag{3.21}$$ [註a]

なる関係がある。表面波の任意の長さの部分をとると、充分長い場合には全勢力の半分は運動エネルギーで残りの半分は位置エネルギーとなるわけである。この総エネルギーは厚さ a なる流体の高さを $\frac{a}{2}$ だけ上げるに要する仕事に等しくなる。

直線状の山の波のときと似た方法で、一点から出て行く環状波の系列について、一定水深の場合に取扱われた研究がある。[4] この時その波形は熱帯性低気圧のような有限な廻転対称の域内にある波の生成の段階を取扱う場合には、有用になる。

β)　非周期解　(3.1) より (3.5) までの線型方程式の解は純周期的な時間函数である。すなわち等しい波の無限に続いているものより成立つている。然し実際に海の波連はつねに有限の長さをもち、その上このような波連の内で個々の波の形も運動もひどく異つている。海面状態の本当の姿に近づこうとする一番手近な可能性は線型の方程式系において Fourier 原理[註b]を応用して周期的解を重畳することである。[6] 一般の場合にこの方法では、(3.7)(3.13)(3.14)で与えられた速度ポテンシャル φ と海面の形 η の函数を波の周期の連続スペクトル上とすべての方向で積分することが必要である。深海波 ($L<2h$) の場合に限ることとし、波の周期 T のかはりに

$$\omega=2\pi/T \tag{3.22}$$

で定義する波の円振動数 ω を用いると、例えば速度ポテンシャル φ についての Fourier 積分は

註 a　単調和波を考えとる波の表面の形は

$$\eta=a\ \sin\ k(x-ct)$$

位置のエネルギーは静止面からの昇降から計算出来るから

$$E_p=g\rho\int^{\eta} z\,dz=\frac{1}{2}\ g\rho a^2\ \sin^2\ k(x-ct)$$

一波長についての平均値をとると

$$E_p=\frac{1}{4}g\rho a^2$$

運動のエネルギーは u, w を水分子の水平及垂直の速度とすると、$\Sigma_K=\frac{1}{2}\rho\int_{-h}^{\eta}(u^2+w^2)\,dz$ により計算すれば

$$E_K=\frac{1}{4}g\rho a^2$$

深海波の場合も同様に計算出来る。

註 b　一般に波動方程式　$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2}=v^2\frac{\partial^2 z}{\partial x^2}$　は線型偏微分方程式であつて、それを満足する特解の任意の線型の組み合せがやはりもとの方程式の解になるという特性をもつている。微分方程式が線型であるということと重畳の原理が成立つということは全く同等のことなのである。なおこの波動方程式が得られたのは振動の振幅が“充分小さい”と仮定したからであることに注意したい。

(3.7) (3.13) を用いると

$$\varphi=\int_{0}^{\infty}\int_{-\pi}^{+\pi}-\frac{ga}{\omega}e^{\frac{\omega^2 z}{g}}\sin\left\{\frac{\omega^2}{g}(x\cos\Theta+y\sin\Theta)-\omega t+\delta\right\}\times d\omega d\Theta \qquad (3.23)$$

の形をとる。ここに振幅 a と位相 δ は ω と Θ の函数で、適当な関係がその間になければならぬ。この速度ポテンシャルから (3.4) の境界条件をもとにして海面の形が決められる。

Fourier の積分定理を用いて、Cauchy と Possion は波の問題を研究し、また一方では局地的な表面の擾乱により深海に起る波形の表現を与えたが、[8] この研究は風波の問題には大して関係がない。

4. 群速度とエネルギー輸送

非周期解を取扱うには次のように特別な考慮を必要とする：Fourier の原理により単一の調和波連を重畳して得られた孤立した波群を考えると、個々の波の波速（位相速度）C のみならず波群の速度 Cg が意味をもつてくる。[註] これは次の式

註　位相速度 v が波長に無関係に一定であるならば、単調和波を重ねて得られる群波は常にその形を変えることなしに位相速度と等しい群速度をもつて進行することは明らである。数学的にいえば、任意の波を Fourier 積分

$$\Phi(x,t)=\int_{-\infty}^{\infty}a(\lambda)\,e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(vt-x)}\,d\lambda$$

で表わしたとき、もし v が一定ならばこれは波動方程式を満足するということである。ここで最も問題にしなければならないのは Fourier 成分波の位相速度 v が λ の函数なる場合である。このような場合には群速度は位相速度 v とは異つたものになり、しかもその形が時と共に変化する。今このような群波を

$$f(x,t)=\int_{\tau_0+\triangle\tau/2}^{\tau_0-\triangle\tau/2}a(\tau)\,e^{2\pi i(\nu t-\tau x)}\,d\tau$$

で表わそう、$\tau_0=\nu_0/c$は平均の波数で積分限界は τ_0 から極めて僅かしかちがわないような波だけが有限な振幅をもつて現われていることを表わしている。

ここで
$$\left.\begin{aligned}&\tau=\tau_0+\tau_1\ (|\tau_1|\text{ の最大値が}\triangle\tau)\\&\nu(\tau_1)=\nu_0+\nu_1(\tau_1)\end{aligned}\right\}.$$

とおくと　$f(x,t)=A(x,t)\,e^{2\pi i(\nu_0 t-\tau_0 x)}$

但し　$$A(x,t)=\int_{\tau_0+\triangle\tau/2}^{\tau_0-\triangle\tau/2}a(\tau_0+\tau_1)\,e^{2\pi i(\nu_1 t-\tau_1 x)}\,d\tau$$

となる。A (x,t) は振動函数 $e^{2\pi i(\nu_0 t-\tau_0 x)}$ にくらべると非常にゆつくり変化する函数である。ν_0 にくらべて極めて小さな唸り振動数 ν_1 とほぼリズムを合せて変化するに過ぎない。従つて群波 f (x,t) は空間的、時間的にゆつくり変化する振幅 A (x,t) をもつた振動数 ν_0、波数 τ_0 の波であると考えることが出来る。群速度は振幅 A (x,t) の一定の値たとえばその極大値が波とともに進行する速度であるから、A (x,t) =const を t に関して微分することによつて得られる：

$$\frac{\partial A}{\partial x}\frac{dx}{dt}+\frac{\partial A}{\partial t}=0$$

$$U=\left(\frac{dx}{dt}\right)_{A=\text{const}}=-\frac{\partial A/\partial t}{\partial A/\partial x}$$

ところが
$$\frac{\partial A}{\partial t}=2\pi i\int a(\tau_0+\tau_1)\,\nu_1\,e^{2\pi i(\nu_1 t-\tau_1 x)}\,d\tau_1$$

$$\frac{\partial A}{\partial x}=-2\pi i\int a(\tau_0+\tau_1)\,\tau_1\,e^{2\pi i(\nu_1 t-\tau_1 x)}\,d\tau_1$$

[illegible]始めに仮定した通り、群波に含まれる Fourier 成分の τ の範囲は非常に小さいから、$\nu_1(\tau_1)$ を τ_1 について展開して

$$\nu_1(\tau_1)=\nu(\tau_1)-\nu_0=\left(\frac{d\nu}{d\tau}\right)_0\tau_1+\cdots\cdots\cdots\cdots$$

とすると
$$\frac{\partial A}{\partial t}=-\left(\frac{d\nu}{d\tau}\right)_0\frac{\partial A}{\partial x}$$

従つて群速度は
$$C_g=\frac{d\nu}{d\tau}$$

で与えられる（位相速度が C$=\nu/\tau$ であることと比較して頂きたい）。これは ν=C/L=Cτ の関係を用いて

$$C_g=C-L\frac{dC}{dL}$$

群速度の式は上の式の如く、振動数或は波長がきわめて小さくちがっている二つの波を重ね合せて得られた唸り波を考察することによつても得られるが、これは一般の物理の教科書を見られたい。

$$Cg = C - L\frac{dC}{dL} \tag{4.2}$$

で与えられ、波の伝播の分散性に関係する。(4.1) より (3.15) を用いると表面波では

$$Cg = \frac{C}{2}\left(1+\frac{4\pi h}{L\,\mathrm{Sin}\frac{4\pi h}{L}}\right) \tag{4.2}$$

となる。 $4\pi h/L$ がへると Cg/C の比はます。深海面 ($L<2h$) では $Cg/C=\frac{1}{2}$ となるから群速度は波速の $\frac{1}{2}$ になるが、潮汐波 ($L>>h$) では群速度は波速と等しくなる。

群速度はエネルギー輸送と密接な関係がある。エネルギーは単独波の伝播速度を以て流体中を伝達されるものとは限らない。その速度を知るには波の伝播方向に垂直な平面を考え、その一方の側の媒質が他方の側の媒質に対して単位時間内になす仕事を求めればよい、一周期の間のこの平均を求めると単位幅を単位時間に通るエネルギーは

$$E' = \frac{g\rho}{4}a^2 C\left(1+\frac{4\pi h}{L\,\mathrm{Sin}\frac{4\pi h}{L}}\right) \text{ 註} \tag{4.3}$$

となる、さらに (4.2) (3.21) を考慮して

$$E' = \frac{EC}{2}\left(1+\frac{4\pi h}{L\,\mathrm{Sin}\frac{4\pi h}{L}}\right) = ECg \tag{4.4}$$

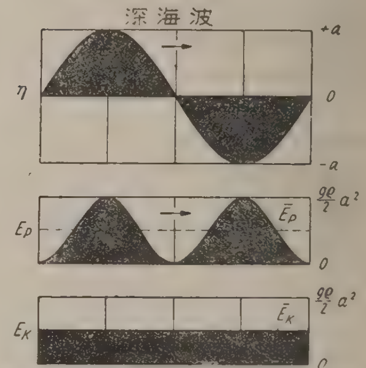
が得られる。群速度に伴う全エネルギーの輸送 E がこれから出る。あるいは表面波のエネルギーは群速度で媒質内を伝達されるということになる。また

$$\frac{E}{2}\left(1+\frac{4\pi h}{L\,\mathrm{Sin}\frac{4\pi h}{L}}\right) \tag{4.5}$$

は全エネルギーの内で波速Cに伴い伝播する部分であることがわかる。(4.4) により群速と波速の比は波速で進むエネルギーの全エネルギーに対する比として表わすことが出来る。これは深海波では½となる。

このことをさらに深く理解するには波の全エネルギーは位置の (E_p) と運動の (E_k) エネルギーより成立つ事を知ればよい。位置のエネルギーは海面の振動、従つて波速と位相をともにして前進する周期函数であるが、運動エネルギーは全波長に分布し波速に無関係である。(Fig. 4) 深海波では

$$E_p = E_k = \frac{E}{2} = \frac{g\rho}{4}a^2 \tag{4.6}$$



第4図 一波長間の海面 (η) 及び位置 (E_P) と運動 (E_K) のエネルギーの変化 (Sverdrup, Munkによる)

等しい個々の波の有限数よりなる波群の静水中での前進を考える。静水中の一波長だけ最前波が前進すると軌道運動を起し、そのときともに進む位置エネルギー $\frac{E}{2}$ の半分 ($E/4$) は運動エネルギーに変換する。従つて波高では失はれる。さらにもう一波長進むときもこの操作が繰り返えされる。結果は第1表からわかるように一周期の時間がたつごとに $\frac{E}{2}$ のエネルギーが左から

第1表 深海波群の伝播の際のエネルギー分布 (Sverdrup, Munkによる)[10]

波の周期の番号	波の番号 1	2	3	4	5	6	7	群の全エネルギー
1	$\frac{1}{2}E$							$\frac{1}{2}E$
2	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}E$						$\frac{2}{2}E$
3	$\frac{7}{8}$	$\frac{4}{8}$	$\frac{1}{8}E$					$\frac{3}{2}E$
4	$\frac{15}{16}$	$\frac{11}{16}$	$\frac{5}{16}$	$\frac{1}{16}E$				$\frac{4}{2}E$
5	$\frac{31}{32}$	$\frac{26}{32}$	$\frac{16}{32}$	$\frac{6}{32}$	$\frac{1}{32}E$			$\frac{5}{2}E$
6	$\frac{63}{64}$	$\frac{57}{64}$	$\frac{42}{64}$	$\frac{22}{64}$	$\frac{7}{64}$	$\frac{1}{64}E$		$\frac{6}{2}E$
7	$\frac{127}{128}$	$\frac{120}{128}$	$\frac{99}{128}$	$\frac{64}{128}$	$\frac{29}{128}$	$\frac{8}{128}$	$\frac{1}{128}E$	$\frac{7}{2}E$

⟶ 伝播方向

註 10

$$E' = \int_{-h}^{0} p\,u\,dz = \int_{-h}^{0}\left(-\rho\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)dz$$

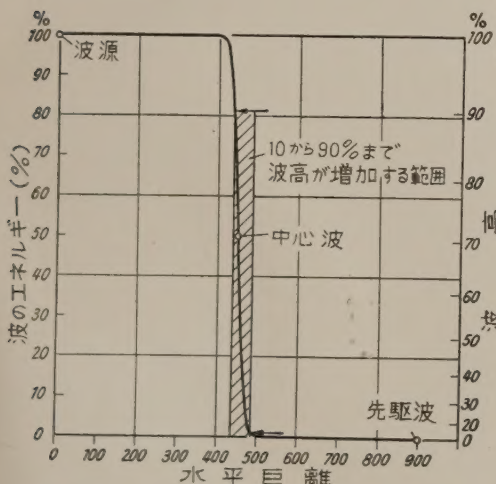
に (3.13) (3.15) 等を用いて計算すると、$E' = \frac{1}{2}\,g\rho a^2 C \sin^2 k(x-Ct)$ となるからその平均値をとればよい。

附加されることが認められる。出来た波とすぐ隣りにある波のエネルギーは最大で、n 周期後には

$$\frac{2^n-1}{2^n}E$$

になる。これは全エネルギー E に近付く。波速 C とともに進む波は相続くエネルギー消失のために全エネルギーの $\frac{1}{2^n}$ にすぎないが、群速度 $C/2$ とともに進む中央波は全エネルギーの $\frac{1}{2}$ をもつ。

特に波の数 n がかなり大きいと、群速度で進む中央波の前面的な性格が明になる。$n=900$ について第5図はSverdrup, Munk[10] の（近似的な）計算によるエネルギー及び波高分布を示す。僅か 50m 位の狭い範囲で波高は終極の波



第5図　波源から静水面え右に向い進行する 900箇の等しい深海波のエネルギーと波高の分布

高値の 10から 90%まで増加するから、次の如く結論出来る：各波でエネルギーの半分が波速で運ばれる。静水中を前進する際エネルギーはたえず消失するため、群速 $Cg= C/2$ で進む中央波の前にある波はごく低いから実用的には意味がない。中央波の来る直前にはじめて著しい波高が起るから——すべての実用的な目的に十分な程度に一群波が有限波連の伝播に適当なもと見る事が出来る。

5, Gerstner の渦理論

実用的には意味は少いが歴史的に興味あるものとして Gerstner[11] とそれと独立におくれて Rankine[12] が厳密な式を与えた深海波についての或る形がある。これらは円形の軌道を水分子が動くとき成立つもので、xz 平面で時間 t における水分子の座標に動力学式を応用して

$$\left.\begin{aligned} x &= x_0 - a\, e^{\frac{2\pi z_0}{L}} \sin\frac{2\pi}{L}(x_0-Ct) \\ z &= z_0 + a\, e^{\frac{2\pi z_0}{L}} \cos\frac{2\pi}{L}(x_0-Ct) \end{aligned}\right\} \quad (5.1)$$

を得た、ここに x_0, z_0 は軌道円の中心の座標である。波線はトロコイドとなる。水面での圧力一定のことから条件

$$C=\sqrt{\frac{gL}{2\pi}}=\frac{gT}{2\pi} \quad (5.2)$$

が生じ、単調和深海波 (3.16) の場合と一致する。軌道円の半径は

$$r = a\, e^{\frac{2\pi z_0}{L}} \quad (5.3)$$

となり (3.20) と一致することがわかる。静止海面は x 軸から

$$z^* = -\frac{\pi r^2}{L}$$

だけ下にある。　　　(Fig.6)

Gerstner の波は振幅が充分小さいといふ制限された条件が入らないが、物理的には次の様な理由で意味が薄弱になる。

1）与えられた波長については最も急峻な波はサイクロイドになり、波の山の形が剃刀に似た形になるが、このことは実際の海波とは合い難い。

2）　このトロコイド波に結び付いた流体の運動は無渦でなく、しかも渦の廻転方向は軌道中の水のそれと反対方向になる。

Gaillard は Gerstner のトロコイド波理論において有限水深の場合への拡張を行つた。[2]

The Kobe Marine Observatory

Journal of Oceanography

2nd Series Vol. 8 No. 5

CONTENTS

Published by

THE KOBE MARINE OBSERVATORY

JANUARY 1958